

УДК 621.373.8

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ С ДВИЖУЩЕЙСЯ НЕЛИНЕЙНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ РЕШЕТКОЙ

Т.А. Войтова, А.П. Сухоруков

Аннотация

Исследовано распространение коротких оптических импульсов в перемещающихся со скоростью света индуцированных решетках, созданных лазерными импульсами в нелинейной среде с дисперсией. Показано, что при перестройке по глубине модуляции показателя преломления сигнал может разбиваться на несколько субимпульсов, а также запирается между двумя ячейками решетки. Изучено распространение различных по форме сигнальных импульсов, произведен анализ спектров следующих попутно решетке импульсов. Полученные результаты могут быть использованы при разработке новых оптических переключающих устройств.

Ключевые слова: оптический импульс, нелинейность, дисперсия, движущаяся решетка, дискретная дифракция, параметрический солитон.

Введение

Нелинейные периодические структуры появляются в самых разнообразных системах, таких как биологические молекулы, нелинейные оптические волноводы, конденсат Бозе–Эйнштейна [1–3]. К настоящему времени подробно изучены пространственные решетки, наведенные в нелинейных средах. Они представляют собой систему индуцированных волноводов, расположенных на одинаковом расстоянии и связанных равными коэффициентами связи. Характер распространения сигнального волнового пучка в таких решетках определяется соотношением между эффектом туннелирования в соседние ячейки и нелинейностью среды [4, 5]. Спектр применения периодических структур, наводимых светом в веществах в виде пространственных решеток, весьма разнообразен. Квантовая электроника, нелинейная лазерная спектроскопия, динамическая голография – вот неполный перечень областей, где на основе таких структур созданы новые методы генерирования света, коррекции лазерных пучков, обработки оптической информации, измерения различных характеристик веществ и т. д. [6].

В настоящей работе проведено исследование распространения сигнального импульса в движущейся решетке, индуцированной в нелинейной среде. Такая периодическая структура формируется при взаимодействии двух импульсов накачки, незначительно отличающихся по частоте. Сигнальный импульс движется попутно с решеткой, скорость распространения которой в общем случае отличается от скорости распространения сигнала. Нами рассмотрена динамика сигнальных импульсов различного профиля (гауссова импульса, импульса с линейной частотной модуляцией и др.) в нелинейной среде с квадратичной или кубичной нелинейностью. Найдены режимы мультиплексирования входного одиночного импульса, подавления решеточной дисперсии импульсов и захвата сигнала в параметрический солитон. Рассмотрена динамика спектра пучка импульсов, появляющегося на выходе из среды при небольшом значении модуляции показателя преломления.

1. Постановка задачи

Рассмотрим отклик среды на оптическое излучение. Коэффициенты диэлектрической проницаемости и поляризуемости среды при больших мощностях излучения непостоянны и зависят от напряженности E электрического поля электромагнитной волны. Выражение для произвольной компоненты вектора электрической поляризации принимает вид

$$P_i = \sum_{k=1}^3 \alpha_{ik} E_k + \sum_{k=1}^3 \sum_{j=1}^3 \chi_{ikj} E_k E_j + \sum_{k=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sum_{m=1}^3 \theta_{ikjm} E_k E_j E_m + \dots$$

В подавляющем большинстве практически важных случаев доминируют квадратичная и кубическая нелинейности. В квадратично-нелинейных средах компоненты тензора нелинейной восприимчивости третьего ранга χ_{ijk} отличны от нуля, и наибольший вклад в оптическую нелинейность вносит именно квадратичная поляризуемость. В таких кристаллах центр симметрии отсутствует, например в электрооптических кристаллах KDP (KH_2PO_4), LiNbO_3 . В кубично-нелинейных средах – в изотропных газах и жидкостях, а также в кристаллах, обладающих центром симметрии, – компоненты тензора χ_{ijk} равны нулю. При этом нелинейная поляризуемость среды пропорциональна третьей степени напряженности поля электромагнитной волны в среде.

Рассмотрим взаимодействие трех импульсов различных частот в кристалле с квадратичной нелинейностью. Параметрическое взаимодействие импульсов накачки ω_1 , сигнального импульса ω_2 и холостого на суммарной частоте $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ с учетом дисперсии второго порядка, нелинейных эффектов и расстройки групповых скоростей ν_{j1} можно описать тремя уравнениями относительно медленно меняющихся комплексных амплитуд A_j

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} - iD_1 \frac{\partial^2 A_1}{\partial \tau^2} = -i\gamma_1 A_2^* A_3. \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \nu_{21} \frac{\partial A_2}{\partial \tau} - iD_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} = -i\gamma_2 A_3 A_1^*. \quad (2)$$

$$\frac{\partial A_3}{\partial z} + \nu_{31} \frac{\partial A_3}{\partial \tau} - iD_3 \frac{\partial^2 A_3}{\partial \tau^2} + i\Delta k A_3 = -i\gamma_3 A_1 A_2, \quad (3)$$

где $\gamma_j = \frac{2\pi\chi^{(2)}\omega_j}{cn_j}$ – коэффициент нелинейности, $\Delta k = k_1 + k_2 - k_3$ – расстройка волновых векторов, $\tau = t - \frac{z}{u_1}$ – бегущее время, z – продольная координата, u_1 – групповая скорость импульса на частоте ω_1 , $\nu_{j1} = u_j^{-1} - u_1^{-1}$ – расстройка обратных групповых скоростей, $D_j = \frac{\partial^2 k_j}{2\partial \omega^2}$ – коэффициент дисперсии второго порядка.

Можно упростить систему (1)–(3), предполагая, что интенсивность волны накачки много больше интенсивности сигнальной и холостой волн, а в среде выполняется скалярный фазовый синхронизм. Тогда при расстройке волновых векторов условием $\Delta k \gg \gamma_3 A_1$ обеспечивается кросс-модуляция показателя преломления сигнальной волны мощным основным импульсом. Таким образом, амплитуда сигнальной волны описывается волновым уравнением с индуцированной модуляцией показателя преломления, зависящей от интенсивности волны накачки:

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \nu_{21} \frac{\partial A_2}{\partial \tau} - iD_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} = -i \frac{\gamma_2 \gamma_3}{\Delta k} |A_1(\tau)|^2 A_2. \quad (4)$$

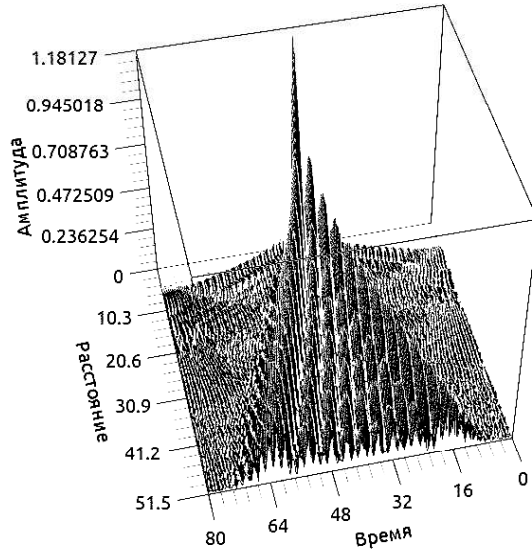


Рис. 1. Дискретная дисперсия сигнального импульса длительностью $t_0 = 1.0$ в среде с $D_2 = 0.6$, $\gamma_1 = 10$; $\nu_{21} = 0$

Сначала создается решетка на основной частоте путем интерференции двух импульсов близких частот или одного импульса бигармонической накачки $A_1(\tau) = E_1 \sin(\Omega_1 \tau) \exp(iD_1 \Omega_1^2 z)$. Затем в среду поступает сигнальный импульс, который возбуждает вместе с накачкой суммарную холостую волну. Суммарная волна локализована в области суперпозиции волн основной и сигнальной частот, поэтому индуцированная решетка четко проявляется по мере расплывания сигнальной волны. Суммарная волна вместе с накачкой изменяет показатель преломления на сигнальной частоте. В таком режиме квадратично-нелинейная среда имитирует кубично-нелинейную.

При взаимодействии двух импульсов различных частот в среде с кубичной нелинейностью также происходит модуляция показателя преломления для сигнального импульса высокоинтенсивным импульсом накачки. Каноническое уравнение для медленно изменяющейся комплексной амплитуды сигнала приобретает вид, аналогичный (4):

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \nu_{21} \frac{\partial A_2}{\partial \tau} - iD_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} = ik_{20} n_2 |A_1(\tau)|^2 A_2.$$

Согласно пространственно-временной аналогии при взаимодействии импульсов в диспергирующей среде должны проявляться эффекты, подобные тем, что возникают в случае взаимодействия волновых пучков в одномерном случае при учете дифракции [7].

2. Распространение гауссова импульса

Нами проведено численное моделирование распространения в индуцированной решетке сигнального импульса гауссова профиля

$$A_2(\tau) = E_2 \exp(-\tau^2/T_2^2).$$

Рассмотрим сначала дискретную дисперсию сигнала, движущегося с той же скоростью, что и решетка, то есть с нулевой групповой расстройкой $\nu_{21} = 0$. Изменяя интенсивность импульса накачки, можно варьировать модуляцию показателя преломления. Так, при средней глубине модуляции показателя преломления

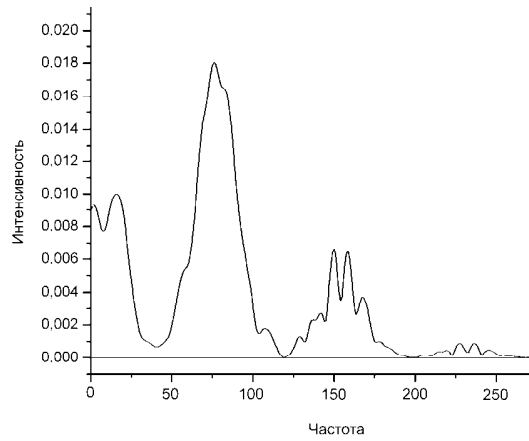


Рис. 2. Спектр сигнального импульса длительностью $t_0 = 1.0$, захваченного в параметрический солитон, на выходе из решетки в среде с $D_2 = 0.7$, $\gamma_1 = 20$; $\nu_{21} = 0$

эффект дисперсионного расплывания импульса преобладает над нелинейностью, и будет наблюдаться аналог дискретной дифракции в пространственных решетках [7].

Сигнальный импульс по мере распространения по решетке охватывает все большее и большее число индуцированных ячеек. Распределение поля по ячейкам хорошо описывается с помощью функции Бесселя n -го порядка $A_{2n} = E_2(i)^n J_n(2Cz)$, где n – номер ячейки, отсчитываемый от центральной, $C = C(\gamma E_1^2, \tau_0)$ – коэффициент связи соседних ячеек.

В результате одиночный сигнальный импульс на выходе из среды разбивается на пук субимпульсов. В спектре сигнальной волны появляются два дополнительных пика, что продемонстрировано на рис. 2.

Число субимпульсов на выходе их среды можно контролировать путем изменения интенсивности накачки, которая определяет коэффициент связи ячеек в решетке C . Амплитуды сигнала в каждой ячейке испытывают пространственные затухающие колебания с ростом координаты z . В центральной ячейке амплитуда сначала максимальна, а потом начинает немонотонно уменьшаться. В соседней ячейке сигнал вначале отсутствует, но благодаря связи ячеек амплитуда возрастает и энергия отдается во вторую ячейку и т. д. Теоретические и численно найденные профили практически совпадают друг с другом при коэффициенте связи $C \approx 1$.

При увеличении интенсивности импульса накачки глубина модуляции решетки возрастает. Это происходит вследствие уменьшения коэффициента связи соседних ячеек. Расплывание сигнального импульса замедляется, и при превышении определенного порога по накачке сигнал локализуется в центральной ячейке. Образуется параметрический солитон, длительность которого не меняется с расстоянием. Таким образом, изменяя мощность бигармонической накачки, можно получать на выходе из среды заданное число оптических импульсов.

Симметричное распределение сигнала по индуцированным каналам на выходе из среды в случае синхронного движения решетки и сигнального импульса становится асимметричным при введении расстройки скоростей $\nu_{21} = 0.8$. При дальнейшем увеличении величины расстройки сигнал проходит решетку, не чувствуя ее. Можно записать коэффициент дисперсии 2-го порядка в движущейся решетке в виде

$$D = D_0 \cos(\nu_{21}\tau_0/2D_0), \quad (5)$$

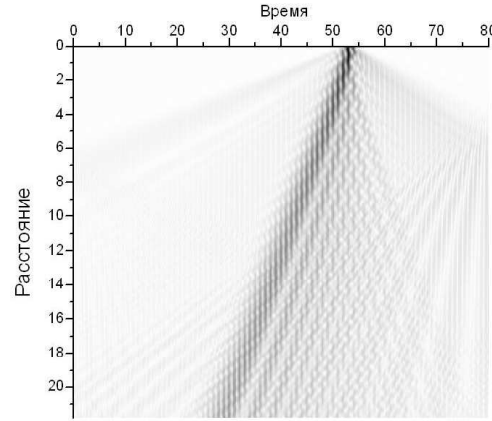


Рис. 3. Асимметричное распределение и подавление дисперсионного расширения сигнала длительности $t_0 = 3.0$ в среде с $D_2 = 0.5$, $\gamma_1 = 10$; $\nu_{21} = 1.57$

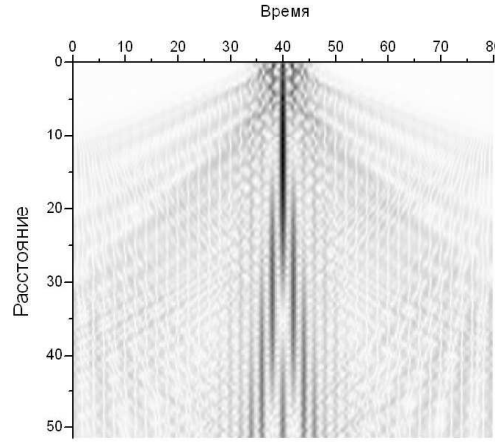


Рис. 4. Дискретная дисперсия чирпа $t_0 = 5.0$, $\beta = \pi$, $\nu_{21} = 0$ в среде с $D_2 = 0.4$, $\gamma_1 = 10$

где D_0 – коэффициент дисперсии при $\nu_{21} = 0$. Простой анализ выражения (5) показывает, что для импульсов с расстройкой обратных групповых скоростей

$$\nu_{21} = \pm \pi D_0 / \tau_0$$

коэффициент дискретной дисперсии групповой скорости обращается в нуль. Это означает бездисперсионное распространение таких сигналов. Численное моделирование подтвердило наши выводы: при $\nu_{21} = 1.57$ длительность импульса на выходе из кристалла равна длительности входного импульса. Импульсы с другими скоростями испытывают дисперсионное распыление.

3. Распространение импульса с линейной частотной модуляцией

Нами было произведено численное моделирование распространения в нелинейной среде импульса, фазовая скорость которого в каждой точке профиля линейно зависит от времени. Аналитическое представление импульса с линейной частотной модуляцией (чирпа) имеет вид

$$A_2(\tau) = E_2 \exp(-\tau^2/T_2^2) \exp(i\beta\tau^2/2),$$

где $\beta = 4\pi\Delta f/T_2$ – скорость изменения частоты внутри импульса, Δf – девиация частоты.

В среде без модуляции показателя преломления такой импульс испытывает значительное сжатие после прохождения некоторого расстояния, а затем снова расплывается. Варьируя скорость изменения частоты внутри импульса, коэффициент нелинейности и коэффициент дисперсии, можно получать различные режимы распространения входного chirpa. На рис. 4 показано изменение профиля сигнального импульса длительности $t_0 = 5.0$, фазовая скорость которого изменяется на 2π за это время. Легко заметить, что после сжатия импульса в несколько раз и локализации его в одной центральной ячейке дальнейшее распространение принимает вид дискретной дисперсии. Однако импульс той же длительности, но без линейной частотной модуляции испытал бы лишь незначительное расплывание. В нелинейной среде chirp может также запирается в параметрический солитон. При определенных значениях скорости изменения частоты внутри импульса и глубины модуляции показателя преломления сигнальный импульс с линейной частотной модуляцией захватывается одним из каналов решетки и распространяется дальше, сохраняя свою длительность. Так, нами было проведено численное моделирование захвата chirpa в параметрический солитон при следующих параметрах: $\gamma_1 = 10$, $\beta = 20\pi$, $D_2 = 0.4$, $t_0 = 5.0$. Таким образом, подбирая подходящие t_0 , γ_1 и β , можно получать на выходе из среды импульсы различных профилей.

Заключение

Исследована дискретная дисперсия лазерных импульсов на движущейся решетке. Сигнальный импульс, распространяющийся примерно с той же скоростью в попутном направлении, что и индуцированная решетка после впрыскивания между ячейками решетки разбивается на серию субимпульсов. Число субимпульсов возрастает по мере продвижения в нелинейной среде и уменьшается с увеличением глубины модуляции показателя преломления. Было показано, что при сильной модуляции сигнал запирается между двумя ячейками. Рассмотрена динамика спектра сигнального импульса, захваченного в параметрический солитон. При изменении расстройки обратных групповых скоростей проявляется анизотропия дискретной дисперсии. Показано также, что возможно распространение лазерного импульса без изменения профиля огибающей при выполнении условия бездисперсионного расплывания. Исследована дискретная дифракция на индуцированной решетке импульсов с линейной частотной модуляцией. Таким образом, с помощью свойств каскадно-индуцированных оптических решеток можно эффективно управлять скоростью передачей данных. Путем изменения разности между частотами исходных импульсов, их длительности или мощности можно регулировать длительность импульса на выходе из кристалла и распределение энергии по индуцированным ячейкам.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда «Династия», РФФИ (проекты № 09-02-01028, 10-02-90010, 11-02-00681).

Summary

T.A. Voitova, A.P. Sukhorukov. Interaction of Optical Pulses with a Moving Nonlinear-Induced Lattice.

In this paper, we investigate the propagation of short optical pulses in induced lattices moving at the speed of light and created by laser pulses in a nonlinear medium with dispersion. We show that the reorganization of the refractive index modulation depth can lead to the

splitting of the signal into several subpulses and also its locking between two cells of the lattice. We also analyze the propagation of signal pulses of various shapes and the spectra of pulses passing along the lattice. The obtained results can be used in the development of new optical switching devices.

Keywords: optical pulse, nonlinearity, dispersion, moving lattice, discrete diffraction, parametric soliton.

Литература

1. *Fleischer J.W., Segev M., Efremidis N.K., Christodoulides D.N.* Observation of two-dimensional discrete solitons in optically induced nonlinear photonic lattices // *Nature*. – 2003. – V. 422. – P. 147–150.
2. *Christodoulides D.N., Joseph R.I.* Discrete self-focusing in nonlinear arrays of coupled waveguides // *Opt. Lett.* – 1988. – V. 13, No 9. – P. 794–796.
3. *Trombettoni A., Smerzi A.* Discrete solitons and breathers with dilute Bose-Einstein condensates // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – V. 86, No 11. – P. 2353–2356.
4. *Сухорукова А.К., Сухориков А.П., Лобанов В.Е., Боровкова О.В.* Дискретная дифракция на каскадно-индуцированной периодической решетке // *Изв. РАН. Сер. физ.* – 2008. – Т. 72, № 1. – С. 19–22.
5. *Eisenberg H.S., Silberberg Y., Morandotti R., Boyd A.R., Aitchison J.S.* Discrete spatial optical solitons in waveguide arrays // *Phys. Rev. Lett.* – 1998. – V. 81, No 16. – P. 3383–3386.
6. *Винецкий В.Л., Соскин М.С., Кухтарев Н.В., Одулов С.Г.* Динамическая самодифракция когерентных световых пучков // *Усп. физ. наук*. – 1979. – Т. 9, Вып. 1. – С. 113–137.
7. *Боровкова О.В., Лобанов В.Е., Сухориков А.П., Сухорукова А.К.* Управляемая дискретная дифракция в каскадно-индуцируемых волноводах // *Квантовая электроника*. – 2009. – Т. 39, № 11. – С. 1050–1053.

Поступила в редакцию
06.04.11

Войтова Татьяна Андреевна – студент физического факультета, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия.

E-mail: voitovata@mail.ru

Сухориков Анатолий Петрович – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой фотоники и физики микроволн физического факультета, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия.

E-mail: apsmsu@gmail.com